

第1章 Scott and Polvani(2008) の支配方程式及び準地衡流のポテンシャル渦度方程式の導出

Scott and Polvani(2008) においては, 以下の方程式が支配方程式として用いられている.

$$\begin{aligned}\zeta_t + \nabla \cdot (\vec{u}\zeta_a) &= F - \zeta/\tau_{fr} \\ \delta_t - \mathbf{k} \cdot \nabla \times (\vec{u}\zeta_a) &= -\nabla^2(E + gh) - \delta/\tau_{fr} \\ h_t + \nabla \cdot (\vec{u}h) &= -h'/\tau_{rad}\end{aligned}$$

また, これに $Fr^2 \ll Ro \ll 1$ という仮定をおくと, 以下のように変形できると記されている.

$$q_t + J(\psi, q) = \psi/(\tau_{rad}L_D^2) - \zeta/t_{fr}$$

ここで, q はポテンシャル渦度であり, $q \equiv (\nabla^2 - L_D^{-2})\psi$ で定義される. これらを運動方程式より導くことで, Scott らがどうしてニュートン冷却を τ_{rad} ではなく $\tau_{rad}L_D^2$ でパラメタライズしたのか, なぜポテンシャル渦度が重要なパラメータとなるのかを理解する.

まず, 消散として線形摩擦及びニュートン冷却を想定した浅水系の x, y 座標における運動方程式は以下である.

$$\begin{aligned}\frac{d\mathbf{u}}{dt} &= -\mathbf{f} \times \mathbf{u} - g\nabla h + \mathbf{F} - \frac{\mathbf{u}}{\tau_{fr}}, \\ \frac{\partial h}{\partial t} &= -\nabla \cdot h\mathbf{u} - \frac{h'}{\tau_{rad}}.\end{aligned}$$

ここで, 強制項 F は渦度に対して与えられるため, $F_\zeta = (\nabla \times F)_z \neq 0$, $F_\delta = \nabla \cdot F = 0$ である. この運動方程式を議論の出発点として導出をすすめる.

1.1 支配方程式の導出

λ, ψ 座標系においては, x, y 座標系と方向微分の取り扱いが異なる. x 方向微分は $x = r\lambda \cos \phi$ より $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda}$, y 方向微分は $y = r\phi$ より $\frac{\partial}{\partial y} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \psi}$ である. このことを念頭に置いて以下導出を行う.

1.1.1 λ, ψ 座標系での運動方程式の導出

λ, ψ 座標系においては, 水平速度の物質微分を考える際に, 座標が球面に沿って曲がっている効果を考えなくてはならない. この効果によって出る項を曲率項 (メトリック項) という. この項の効果を考えるには, λ, ψ 方向それぞれに単位ベクトル e_λ, e_ϕ の物質微分を求め, 出てきた単位ベクトルの時間変化項と速度の内積を引けばよい.

まず, λ 方向の物質微分は以下ようになる.

$$\begin{aligned} \frac{de_\lambda}{dt} &= \frac{\partial e_\lambda}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) e_\lambda \\ &= (\mathbf{u} \cdot \nabla) e_\lambda \\ &= u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial e_\lambda}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial e_\lambda}{\partial \phi} \\ &= u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial e_\lambda}{\partial \lambda} \\ &= u \frac{1}{r \cos \phi} (\sin \phi e_\phi - \cos \phi e_r) \\ &= u \frac{\tan \phi e_\phi}{r} - u \frac{e_r}{r}. \end{aligned}$$

次に, ψ 方向は以下である.

$$\begin{aligned}
\frac{d\mathbf{e}_\phi}{dt} &= \frac{\partial \mathbf{e}_\phi}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{e}_\phi \\
&= (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{e}_\phi \\
&= u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial \mathbf{e}_\phi}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{e}_\phi}{\partial \phi} \\
&= u \frac{1}{r \cos \phi} (-\sin \phi) \mathbf{e}_\lambda + v \frac{1}{r} \mathbf{e}_r \\
&= -u \frac{\tan \phi \mathbf{e}_\lambda}{r} + v \frac{\mathbf{e}_r}{r}.
\end{aligned}$$

よって, 各方向の速度の全微分は以下ようになる.

$$\begin{aligned}
\frac{du}{dt} &= \frac{\partial u}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) u - \frac{uv \tan \phi}{r} + \frac{uw}{r}, \\
\frac{dv}{dt} &= \frac{\partial v}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) v + \frac{v^2 \tan \phi}{r} - \frac{vw}{r}.
\end{aligned}$$

ここで, $w = 0$ であるため,

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} \sim \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \frac{v \tan \phi}{r} \nabla \psi$$

となる. 第 3 項 ($\tan \phi$ がかった項) が曲率項である. 以下, 簡単のためにこの λ, ϕ 座標系における運動方程式の曲率項を除いた式を用いて議論をすすめる.

1.1.2 渦度の式の導出

まず, 渦度の式を導出するため, 水平方向の運動方程式の回転を取る.

$$\nabla \times \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \times \{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}\} = -\nabla \times (\mathbf{f} \times \mathbf{u}) - g \nabla \times \nabla h + \nabla \times \mathbf{F} - \frac{1}{\tau_{fr}} \nabla \times \mathbf{u}$$

ここで, 両辺の z 成分のみを抜き出す. 左辺第 2 項の z 成分は以下のように表される.

$$\begin{aligned}
[\nabla \times \{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}\}]_z &= \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} \right) \\
&= \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} \right) \\
&\quad - \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - u \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(v \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - v \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} \right) \\
&\quad + \nabla \cdot \mathbf{u} \zeta \\
&= \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(u \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} + v \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right) \\
&\quad + \nabla \cdot \mathbf{u} \zeta \\
&= \nabla \cdot \mathbf{u} \zeta.
\end{aligned}$$

よって,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u} \zeta &= -\nabla \cdot f \mathbf{u} + \nabla \times \mathbf{F} - \frac{1}{\tau_{fr}} \zeta, \\
\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot (\zeta + f) \mathbf{u} &= F_\zeta - \frac{1}{\tau_{fr}} \zeta.
\end{aligned}$$

1.1.3 発散の式の導出

まず, 発散の式を導出するため, 水平方向の運動方程式の発散を取る.

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}\} &= -\nabla \cdot (f \times \mathbf{u}) - g \nabla \cdot \nabla h + \nabla \cdot \mathbf{F} - \frac{1}{\tau_{rad}} \nabla \cdot \mathbf{u} \\
&= -\nabla \cdot (f \times \mathbf{u}) - g \nabla \cdot \nabla h - \frac{1}{\tau_{rad}} \nabla \cdot \mathbf{u}.
\end{aligned}$$

左辺第 2 項は, 以下のようになる.

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \{(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}\} &= \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi} \right) \\
&= \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi} \right) \\
&\quad - \nabla \mathbf{u} \nabla \mathbf{u} + \frac{1}{2} \nabla^2 |\mathbf{u}|^2 \\
&= \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi} \right) \\
&\quad - \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + v \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(u \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} + v \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial \phi} \right) \\
&\quad + \frac{1}{2} \nabla^2 |\mathbf{u}|^2 \\
&= \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left(v \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} - v \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(u \frac{1}{r \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - u \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} \right) \\
&\quad + \frac{1}{2} \nabla^2 |\mathbf{u}|^2 \\
&= -(\nabla \times \zeta \mathbf{u})_z + \frac{1}{2} \nabla^2 |\mathbf{u}|^2.
\end{aligned}$$

よって,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \delta}{\partial t} + (\nabla \times \zeta \mathbf{u})_z + \frac{1}{2} \nabla^2 |\mathbf{u}|^2 &= (\nabla \times f \mathbf{u})_z - g \nabla^2 h - \frac{1}{\tau_{rad}} \delta, \\
\frac{\partial \delta}{\partial t} + \mathbf{k} \cdot \{\nabla \times (f + \zeta) \mathbf{u}\} &= -\nabla^2 (E + gh) - \frac{1}{\tau_{rad}} \delta.
\end{aligned}$$

1.1.4 まとめ

以上の議論より, この系の支配方程式系は以下となる.

$$\zeta_t + \nabla \cdot (\vec{u} \zeta_a) = F_\zeta - \frac{\zeta}{\tau_{fr}}, \quad (\text{a})$$

$$\delta_t - \mathbf{k} \cdot \nabla \times (\vec{u} \zeta_a) = -\nabla^2 (E + gh) - \frac{\delta}{\tau_{fr}}, \quad (\text{b})$$

$$h_t + \nabla \cdot (h \vec{u}) = -h' / \tau_{rad}. \quad (\text{c})$$

1.2 準地衡流のポテンシャル渦度方程式の導出

上記で求められた支配方程式, および最初に与えた運動方程式を用いて, 論文中で用いられたポテンシャル渦度方程式を導出する. 以下に用いる式を載せる.

$$\frac{du}{dt} + \mathbf{f} \times \mathbf{u} = -g\nabla h, \quad (a)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot (\zeta_a \mathbf{u}) = F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}}, \quad (b)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (h\mathbf{u}) = -\frac{h'}{\tau_{rad}}. \quad (c)$$

まず, 式 (b) と式 (c) より, $\nabla \cdot \mathbf{u}$ を消去して,

$$\begin{aligned} \frac{d\zeta}{dt} - \frac{\zeta_a}{h} \left(\frac{dh}{dt} + \frac{h'}{\tau_{rad}} \right) + \mathbf{u} \nabla f &= F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}}, \\ \frac{d\zeta_a}{dt} - \frac{\zeta_a}{h} \frac{dh}{dt} &= \frac{\zeta_a}{h} \frac{h'}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}}. \end{aligned}$$

両辺を h で割って整理すると,

$$\begin{aligned} \frac{1}{h} \frac{d\zeta_a}{dt} - \frac{\zeta_a}{h^2} \frac{dh}{dt} &= \frac{1}{h} \left(\frac{\zeta_a}{h} \frac{h'}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}} \right), \\ \frac{dq}{dt} - \zeta_a \frac{d}{dt} \frac{1}{h} - \frac{\zeta_a}{h^2} \frac{dh}{dt} &= \frac{1}{h} \left(q \frac{h'}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}} \right), \\ \frac{dq}{dt} &= \frac{1}{h} \left(q \frac{h'}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}} \right). \end{aligned}$$

ここで, $q = \zeta_a/h$ と置いた. これが, 近似を用いない場合のポテンシャル渦度の式である.

以下では, いくつかの仮定を用いてこの式を簡略化していく. まず, 浅水層の厚さ h を平均場 H と擾乱場 h' に分けて考えると,

$$\frac{d}{dt} \frac{\zeta + f}{H + h'} = \frac{1}{H + h'} \left(\frac{\zeta + f}{H + h'} \frac{h'}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}} \right). \quad (d)$$

まず, 左辺について考える. 浅水層の平均厚さ H に対してその擾乱 h' が小さい ($H \gg h'$) とすると, 式 (d) の左辺をテイラー展開して,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \frac{\zeta + f}{H + h'} &\sim \frac{d}{dt} \left\{ \frac{\zeta + f}{H} \left(1 - \frac{h'}{H} \right) \right\} \\ &= \frac{1}{H} \frac{d(\zeta + f)}{dt} - \frac{1}{H^2} \frac{d(\zeta + f)h'}{dt}. \end{aligned} \quad (e)$$

$fr^2 \ll Ro \ll 1$ より準地衡流平衡近似が成り立つので,

$$\begin{aligned} \mathbf{f} \times \mathbf{u} &\sim -g\nabla h, \\ h' &\sim \frac{f}{g}\psi. \end{aligned}$$

これを式 (e) に代入して,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \frac{\zeta + f}{H + h'} &\sim \frac{1}{H} \frac{d(\zeta + f)}{dt} - \frac{1}{gH^2} \frac{d(\zeta + f)f\psi}{dt} \\ &= \frac{1}{H} \frac{d\zeta}{dt} + \frac{1}{H} \mathbf{u} \cdot \nabla f - \frac{1}{gH^2} \frac{d(\zeta + f)f\psi}{dt}. \end{aligned}$$

$Ro \ll 1$ より $f \gg \zeta$ なので,

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \frac{\zeta + f}{H + h'} &\sim \frac{1}{H} \frac{d\zeta}{dt} + \frac{1}{H} \mathbf{u} \cdot \nabla f - \frac{1}{H} \frac{d}{dt} \frac{f^2\psi}{gH} \\ &= \frac{1}{H} \frac{d}{dt} \left(\nabla^2 - \frac{f^2}{gH} \right) \psi + \frac{1}{H} \mathbf{u} \cdot \nabla f. \end{aligned} \quad (f)$$

次に式 (d) の右辺について考える. 浅水層の平均厚さ H に対してその擾乱 h' が小さい ($H \gg h'$) とすると,

$$\frac{1}{H + h'} \left(\frac{\zeta + f}{H + h'} \frac{h'}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}} \right) \sim \frac{1}{H} \left(\frac{\zeta + f}{H} \frac{h'}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}} \right).$$

$fr^2 \ll Ro \ll 1$ より準地衡流平衡近似が成り立つので,

$$\frac{1}{H+h'} \left(\frac{\zeta+f}{H+h'} \frac{h'}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}} \right) \sim \frac{1}{H} \left(\frac{(\zeta+f)f}{gH} \frac{\psi}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}} \right).$$

$Ro \ll 1$ より $f \gg \zeta$ なので,

$$\frac{1}{H+h'} \left(\frac{\zeta+f}{H+h'} \frac{h'}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}} \right) \sim \frac{1}{H} \left(\frac{f^2}{gH} \frac{\psi}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}} \right). \quad (g)$$

式 (f), 式 (g) より,

$$\begin{aligned} \frac{1}{H} \frac{d}{dt} \left(\nabla^2 - \frac{f^2}{gH} \right) \psi + \frac{1}{H} \mathbf{u} \cdot \nabla f &\sim \frac{1}{H} \left(\frac{f^2}{gH} \frac{\psi}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}} \right), \\ \frac{d}{dt} \left(\nabla^2 - \frac{f^2}{gH} \right) \psi + \mathbf{u} \cdot \nabla f &\sim \frac{f^2}{gH} \frac{\psi}{\tau_{rad}} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}}, \\ \frac{d}{dt} (\nabla^2 - L_D^{-2}) \psi + \mathbf{u} \cdot \nabla f &\sim \frac{\psi}{\tau_{rad} L_D^2} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}}. \end{aligned}$$

ここで, $L_D = \frac{\sqrt{gh}}{f}$ とおいた. コリオリパラメータ f が空間方向に変化しない (f 面近似) とすると,

$$\frac{d}{dt} (\nabla^2 - L_D^{-2}) \psi \sim \frac{\psi}{\tau_{rad} L_D^2} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}}.$$

$p = (\nabla^2 - L_D^{-2})\psi$ を代入して,

$$\frac{dp}{dt} \sim \frac{\psi}{\tau_{rad} L_D^2} + F - \frac{\zeta}{\tau_{fr}}.$$

これで, 論文中に用いられたポテンシャル渦度方程式が導かれた.

1.3 ポテンシャル渦度方程式を用いる意味

赤道域のスーパーローテーションは浅水ポテンシャル渦度 $q = \zeta_a/h$ で表される渦が混合することによって形成されている, と Scott and Polvani (2008) には記されて

いる。これは、乱流の渦が相互作用することによって起こるより大きなスケールへのエネルギーのカスケードを示しているように思われる。

強制的スケールで渦ができ、それが放射冷却が働くスケールへとカスケードしていく間のスケールでは、強制及び消散は無いと仮定する。このとき、前節のポテンシャル渦度方程式より、 q は渦にひも付けされた保存量となる。この q という保存量によって表される渦同士が混合する様子が見て取れれば、渦同士が相互作用することでエネルギーカスケードが起こっていることがわかる。

また、Schneider and Liu (2009) には、スーパーローテーションの形成には角運動量の赤道域への収束が必要であると述べている。ここで、渦度フラックスと角運動量の収束・発散には以下の様な関係があると述べている。

$$\overline{v'_\psi \zeta'} r \cos \phi = - \div (\overline{u'_\psi v'_\psi} r \cos \phi)$$

ここで、下付き添字 $_\psi$ は速度の回転成分 (渦の成分) を表しており、 $'$ は東西平均からのずれを表している。北向きの渦度フラックスが正のとき、左辺が正になるため、角運動量は収束する。よって、スーパーローテーションの形成に不可欠な角運動量の収束を知るためには、渦度フラックスを見れば良いことになる。渦度フラックスは $v'_\psi \zeta' \sim v'_\psi q'$ で表わされるため、渦度ポテンシャルと v_ψ を見れば、角運動量の収束を見ることができる。

1.4 $\tau_{rad} L_D^2$ でパラメタライズする意味

論文中には「同じ Ro において異なる L_D での流れ場の発展を比較するために L_D でスケーリングした」とある。しかし、これだけでは $\tau_{rad} L_D^2$ の値をパラメタライズして計算を行った理由はわからない。

放射緩和による散逸項を見ると、これは式 (f1) を見ると分かる通り、 τ_{rad} と H に反比例している。これより、Scott たちは $\tau_{rad} H$ でパラメタライズしていることがわかる。この意図としては、恐らく τ_{rad} を H に反比例させたかったのではないか。これは、物理的には、放射冷却のメカニズムから求められる。

放射冷却は、気体自らが持つ温度による黒体放射によって冷却されるものである。もしも気体による赤外吸収が放射に比べて無視できる程度に弱いとした場合、気体から散逸するエネルギーは気体の体積に比例、同じ面積で比較するならば層の厚さに比例するはずである。 τ_{rad} は気体から散逸するエネルギーに反比例している。つまり、放射冷却の時定数 τ_{rad} は層の厚さ H に反比例しているはずである。

以上のように, 物理的に考えた場合, 放射冷却の時定数は層の厚さ H に反比例, つまり L_D^2 に反比例しているはずである. そして, この $\tau_{rad}L_D^2$ の値を定めることは, 惑星大気の単位体積あたりの冷却の時定数を定めることになる. これは気体の性質によって物理的に定められる数である. よって, 本計算における放射冷却による散逸項が $\tau_{rad}L_D^2$ によってパラメタライズされるのは, 気体の冷却の時定数のパラメータを設定していることになる.